Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 1, с. 13 – 19 © 2022 г. 10 июля

Новые ограничения на константу связи аксиона с электроном для солнечных аксионов

Ю. М. Гаврилюк[+], *А. Н. Гангапшев*[+], *А. В. Дербин*[*1)], *И. С. Драчнев*[*], *В. В. Казалов*[+], *В. В. Кузьминов*[+], *М. С. Микулич*[*], *В. Н. Муратова*[*], *Д. А. Текуева*[+], *Е. В. Унжаков*[*], *С. П. Якименко*[+]

[+]*Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия*

[*]*Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 188300 Гатчина, Россия*

Поступила в редакцию 25 мая 2022 г.
После переработки 25 мая 2022 г.
Принята к публикации 27 мая 2022 г.

Выполнен поиск резонансного возбуждения первого ядерного уровня ядра ^{83}Kr с энергией 9.4 кэВ солнечными аксионами, потоки которых зависят от константы связи аксиона с электроном g_{Ae}. Для регистрации γ- и рентгеновских квантов, конверсионных и Оже электронов, возникающих при разрядке ядерного уровня, использовался газовый пропорциональный счетчик, расположенный в низкофоновой установке в подземной лаборатории БНО ИЯИ РАН. В результате получено новое ограничение на константы связи аксиона с электроном и нуклонами $|g_{Ae}(g^3_{AN} - g^0_{AN})| \leq 1.50 \times 10^{-17}$ (90 % у.д.), которое соответствует новым ограничениям на массу аксиона $m_A \leq 320$ эВ и $m_A \leq 4.6$ эВ в моделях KSVZ- и DFSZ-аксиона соответственно.

DOI: 10.31857/S123456782213002X, EDN: iwdopo

1. Введение. Легкие псевдоскалярные частицы, аксионы, появились в теории как результат решения CP-проблемы сильных взаимодействий [1–3]. Несмотря на отрицательные результаты интенсивных экспериментальных поисков, аксионы продолжают оставаться хорошо обоснованными кандидатами на роль частиц темной материи [4]. Привлекательные астрофизические указания на существование аксионов связаны с аномальной прозрачностью Вселенной для высокоэнергетических γ-квантов [5] и с излишне быстрым охлаждением некоторых звездных систем по сравнению с теоретическими моделями [6].

Взаимодействие аксионов с веществом задается величиной f_A, при которой происходит нарушение симметрии Печчеи–Квин [1] и определяется эффективными константами связи аксиона с фотонами $g_{A\gamma}$, электронами g_{Ae} и нуклонами g_{AN}. Масса аксиона m_A выражается через f_A и свойства π^0-мезона: $m_A f_A \approx m_\pi f_\pi$. В численном виде m_A и f_A связаны соотношением [7, 8]:

$$m_A = 5.69(5) \left(\frac{10^6 \text{ ГэВ}}{f_A} \right) \text{ эВ}. \tag{1}$$

В оригинальной PQWW-модели "стандартного" аксиона [1–3] предполагалось, что нарушение PQ-симметрии происходит на электрослабом масштабе $f_A = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \simeq 250$ ГэВ. В двух классах новых моделей KSVZ [9, 10] и DFSZ [11, 12] "невидимого" аксиона, значение f_A может быть сколь угодно большим, вплоть до планковской массы $m_p \sim 10^{19}$ ГэВ, тем самым уменьшая ожидаемую массу аксиона и подавляя взаимодействия аксиона с веществом.

Звезды должны быть мощными источниками аксионов. Интенсивные потоки аксионов могут образовываться на Солнце в целом ряде процессов, вероятность которых зависит от констант связи аксиона $g_{A\gamma}$, g_{Ae} и g_{AN}. Константа $g_{A\gamma}$ определяет вероятность конверсии фотонов в аксионы в электромагнитном поле солнечной плазмы (аксионы Примакова). Излучение аксионов в ядерных магнитных переходах, которые возбуждаются вследствие высокой температуры в центре Солнца или появляются в ядерных реакциях pp-цепочки и CNO-цикла, зависит от g_{AN}. Константа связи g_{Ae} определяет потоки аксионов, которые возникают в результате тормозного излучения $e + Z \to Z + e + A$ и комптоновского процесса $\gamma + e \to e + A$, а также в процессах разрядки и рекомбинации в атомах $I^* \to I + A$, $e + I \to I^* + A$. Спектры и потоки аксионов, которые возникают в вышеприведенных процессах, были вычислены в ряде работ [13–17] и показаны на рис. 1.

В этой статье мы представляем новые результаты для константы связи аксионов с электронами g_{Ae}, ко-

1)e-mail: derbin_av@pnpi.nrcki.ru

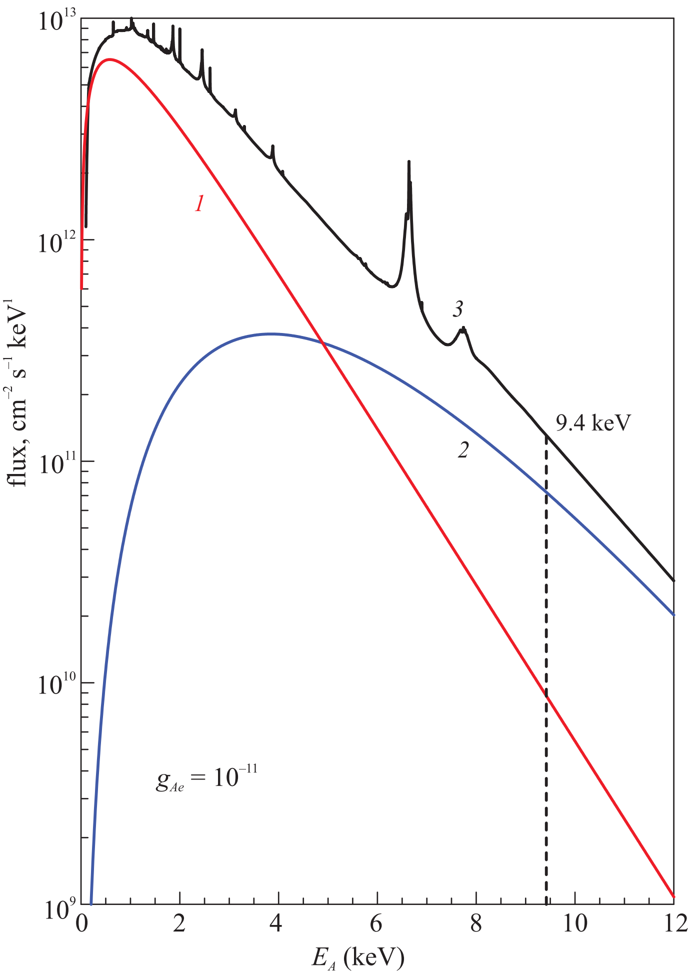

Рис. 1. (Цветной онлайн) Энергетический спектр солнечных аксионов, возникающих при тормозном излучении (*1*), комптоновских процессах (*2*) и суммарный, с учетом атомных процессов (*3*). Спектры вычислены для значения $g_{Ae} = 10^{-11}$

торые получены на полном наборе данных эксперимента по поиску реакции резонансного поглощения солнечных аксионов ядрами ^{83}Kr, в котором используется газовый пропорциональный счетчик большого объема, заполненный криптоном [18, 19]. Сечение реакции резонансного возбуждения ядерного уровня зависит от константы g_{AN}, в результате скорость поглощения аксионов в эксперименте будет зависеть от произведения констант g_{Ae} и g_{AN}.

В DFSZ-модели безразмерная константа связи g_{Ae} определяется массой аксиона и свободным параметром $\cos^2\beta$:

$$g_{Ae} = (1/3)\cos^2\beta\; m_e/f_A, \qquad (2)$$

где m_e – масса электрона и β – произвольный угол. Для максимального значения $\cos^2\beta = 1$ с учетом соотношения (1) имеем $g_{Ae} = 2.99 \times 10^{-11} m_A$, где m_A выражено в единицах эВ.

В KSVZ-модели аксион не имеет прямого взаимодействия с электроном, его эффективная константа взаимодействия, вычисленная для однопетлевой поправки, оказывается равной [20, 21]:

$$g_{Ae} = \frac{3\alpha^2 m_e}{4\pi^2 f_a}\left(\frac{E}{N}\ln\frac{f_A}{m_e} - \frac{2}{3}\frac{4+z+w}{1+z+w}\ln\frac{\Lambda}{m_e}\right), \qquad (3)$$

где $\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры, $z = m_u/m_d = 0.56$ и $w = m_u/m_s = 0.029$, – отношения масс u-, d- и s-кварков, E/N – модельно зависимый параметр порядка единицы. Величина $E/N = 8/3$ в модели DFSZ-аксиона и $E/N = 0$ в первоначальной модели KSVZ-аксиона, $\Lambda \approx 1$ ГэВ – порог обрезания шкалы в КХД. Взаимодействие адронного аксиона с электроном подавлено, по крайней мере, в $\sim \alpha^{-2}$ раз.

Как видим из соотношений (2) и (3), константа связи g_{Ae} пропорциональна m_A, коэффициент пропорциональности определяется неизвестными параметрами: $\cos^2\beta$ для DFSZ-аксиона и E/N для KSVZ-аксиона. Константы связи аксиона с веществом $g_{A\gamma}$, g_{Ae} и g_{AN} определяют не только вероятность возникновения аксионов в различных процессах, но и обуславливают сечения реакций для их детектирования.

Наиболее известны эксперименты по поиску солнечных аксионов, возникающих в результате конверсии тепловых фотонов в поле солнечной плазмы. Основываясь на взаимодействии аксиона с фотоном $g_{A\gamma}$, аксионы пытаются обнаружить с помощью обратной конверсии в лабораторном магнитном поле [22, 23] или в поле кристалла [24, 25]. Ожидаемая скорость счёта фотонов в данных экспериментах пропорциональна $g_{A\gamma}^4$. В нашей работе для обнаружения солнечных аксионов, появляющихся в реакциях с участием электрона, использовалась реакция резонансного поглощения аксиона атомными ядрами ^{83}Kr. Ожидаемая скорость счета зависит от произведения безразмерных констант $g_{Ae}^2 \times g_{AN}^2$.

В предыдущих работах с пропорциональным счетчиком, заполненным криптоном, мы пытались обнаружить монохроматические солнечные аксионы, испускаемые при разрядке первого ядерного уровня ^{83}Kr, который возбуждается за счет высокой температуры Солнца [18], и аксионы Примакова, которые резонансно возбуждают ядро ^{83}Kr [19].

Обзоры теоретических и экспериментальных работ по аксионной тематике приводятся в периодическом издании Review of Particle Physics [8].

2. Резонансное возбуждение первого ядерного уровня ^{83}Kr солнечными аксионами. Энергетический спектр аксионов, образующихся в результате процессов, обусловленных константой g_{Ae} и который использовался в дальнейших вычислениях, показан на рис. 1. Спектр рассчитан для значения $g_{Ae} = 10^{-11}$ [17]. Средняя энергия аксионов составляет 1.6 кэВ и их поток практически исчезает при энергиях выше 15 кэВ. Значение потока аксионов при энергии 9.4 кэВ, соответствующей энергии первого возбужденного уровня ядра ^{83}Kr, составляет 1.32×10^{11} см$^{-2}$ с$^{-1}$ кэВ$^{-1}$ [17], что в 60 раз меньше максимального значения потока, которое достигается при энергии 0.7 кэВ.

Первый ядерный уровень ^{83}Kr с энергией 9.405 кэВ имеет спин и четность $7/2^+$. Переход на основное состояние ядра $9/2^+$ соответствует переходу магнитного типа M1 (небольшая примесь E2-перехода составляет $\delta = 0.0129$), в котором, наряду с γ-квантом, может излучаться или поглощаться псевдоскалярная частица, аксион. Для экспериментов, проводимых по схеме мишень-детектор, когда конверсионные и Ожэ-электроны поглощаются мишенью, важным является коэффициент электронной конверсии. Для изучаемого перехода он составляет $e/\gamma = 17.1$ [26].

Отношение вероятностей аксионного и электромагнитного переходов (ω_A/ω_γ) в длинноволновом приближении было вычислено в работах [27, 28]:

$$\frac{\omega_A}{\omega_\gamma} = \frac{1}{2\pi\alpha(1+\delta^2)}\left[\frac{g^0_{AN}\beta^* + g^3_{AN}}{(\mu_0 - 0.5)\beta^* + \mu_3 - \eta}\right]^2 \left(\frac{p_A}{p_\gamma}\right)^3, \tag{4}$$

где p_γ и p_A – импульсы фотона и аксиона, δ – отношение вероятностей E2 и M1 переходов, $\mu_0 \approx 0.88$ и $\mu_3 \approx 4.71$ – изоскалярный и изовекторный ядерные магнитные моменты, β^* и η – параметры, которые определяются конкретными ядерными матричными элементами. Для ядра $^{83}_{36}$Kr с нечетным числом нуклонов и неспаренным нейтроном параметры β^* и η, в одночастичном приближении, оцениваются как $\beta^* = -1$ и $\eta = 0.5$ [29].

Константа связи аксиона с нуклонами g_{AN} состоит из изоскалярной g^0_{AN} и изовекторной g^3_{AN} частей. В модели KSVZ-аксиона константы g^0_{AN} и g^3_{AN} могут быть выражены через массу аксиона следующим образом [19]:

$$\begin{aligned} g^0_{AN} &= -4.03 \times 10^{-8}(m_A/1\ \text{эВ}),\\ g^3_{AN} &= -2.75 \times 10^{-8}(m_A/1\ \text{эВ}). \end{aligned} \tag{5}$$

При вычислениях (5) использовались конкретные значения аксиально-векторных констант связи барионов $F = 0.462$ и $D = 0.808$ и поляризационной структурной функции протона $S = 0.5$ [19]. Мы использовали общепринятые значения отношений $z = 0.56$ и $w = 0.029$ масс u-, d- и s-кварков, (вместо более современных $z = 0.47$ и $w = 0.023$ [8]) для корректного сравнения с результатами предыдущих работ.

Отметим, что проблемой методики поиска резонансного поглощения аксионов в M1-переходе ядра ^{83}Kr является отрицательное значение параметра β^* в выражении (4), которое, совместно с существующим широким интервалом возможных значений S и z, приводит к большой неопределенности отношения ω_A/ω_γ (4). Влияние неопределенностей параметров S и z на конечный результат, связанное с множителем $(g^0_{AN} - g^3_{AN})^2$ в формуле (4), обсуждается в работах [18, 19, 30], где в частности показано, что при соотношении $S \simeq 1.2-1.7z$ значение $(g^0_{AN} - g^3_{AN})^2$ может уменьшиться более чем на порядок величины, по сравнению с вычислениями при $S = 0.5$ и $z = 0.56$.

Значения g^0_{AN} и g^3_{AN} в модели DFSZ-аксиона зависят от дополнительного неизвестного параметра $\cos^2\beta$, но имеют тот же порядок величины [20, 31]. При значении $\cos^2\beta = 1$ величина $|g^0_{AN} - g^3_{AN}|$, от которой зависит вероятность излучения аксиона ω_A/ω_γ (4), в 2.05 раза больше, чем данное значение для KSVZ-аксиона.

Сечение резонансного поглощения аксионов $\sigma(E_A)$ с энергией E_A дается выражением, аналогичным выражению для сечения резонансного поглощения γ-квантов с поправкой на отношение ω_A/ω_γ. Полное сечение поглощения аксионов может быть получено путем интегрирования $\sigma(E_A)$ по спектру солнечных аксионов $(d\Phi_A/dE_A)$ [30]. В результате, скорость поглощения солнечных аксионов R_A ядром ^{83}Kr составит:

$$R_A \ = \ \pi\sigma_{0\gamma}\Gamma(d\Phi_A/dE_A)(\omega_A/\omega_\gamma), \tag{6}$$

где $\sigma_{0\gamma} = 1.22 \times 10^{-18}$ см^2 – максимальное сечение поглощения γ-квантов и $\Gamma = 2.95 \times 10^{-12}$ кэВ – ширина первого возбужденного уровня ^{83}Kr.

Поток рассматриваемых аксионов пропорционален g^2_{Ae}, отношение ω_A/ω_γ зависит от величины $(g^3_{AN} - g^0_{AN})^2$. В результате скорость поглощения аксионов R_A ядром ^{83}Kr, выраженная в единицах атом$^{-1}$ с$^{-1}$, в модельно независимом виде, т.е. зависящем только от значений констант связи, будет выглядеть как:

$$R_A = 2.15 \times 10^4 g^2_{Ae}(g^3_{AN} - g^0_{AN})^2(p_A/p_\gamma)^3. \tag{7}$$

Используя отношения, связывающие константы g^0_{AN} и g^3_{AN} с массой аксиона m_A в KSVZ-модели (5), скорость поглощения можно представить как функцию от g_{Ae} и m_A, последняя выражена в единицах эВ:

$$R_A = 3.53 \times 10^{-12} g_{Ae}^2 m_A^2 (p_A/p_\gamma)^3. \qquad (8)$$

Общее число зарегистрированных аксионов будет зависеть от числа ядер ^{83}Kr в мишени, времени измерений и эффективности детектора, а вероятность наблюдения пика с энергией 9.4 кэВ будет определяться уровнем фона экспериментальной установки.

3. Экспериментальная установка. Экспериментальная установка подробно описана в наших работах [18, 19]. Здесь мы остановимся на основных характеристиках. Низкофоновая установка с газовым пропорциональным счетчиком расположена в подземной низкофоновой лаборатории БНО ИЯИ РАН на глубине 4900 м.в.э., где поток мюонов составляет (2.6 ± 0.09) м$^{-2}$ сутки$^{-1}$, что в 5×10^6 раз меньше, чем на поверхности [32].

Газовый счетчик изготовлен из меди в форме цилиндра и имеет полный объем 10.8 л. По оси цилиндра натянута вольфрамовая нить, покрытая золотом, которая играет роль анода. Исключение влияния торцевых эффектов на сбор зарядов выполнено путем увеличения диаметра анода, что ограничивает рабочий объем камеры величиной 8.8 л. Счетчик заполнен криптоном при давлении 1.8 бар. Обогащение криптона изотопом ^{83}Kr составляет 99.9 %. Масса ^{83}Kr в рабочем объеме счетчика равняется 58 г. Пассивная защита счетчика состоит из последовательных слоев меди, свинца и полиэтилена. Для измерения амплитуды импульса, длительности переднего фронта и вторичного импульса фотоэмисссии используется оцифровщик с частотой 12.5 МГц. Процедура анализа формы импульса описана в работах [33, 34]. Эффективность регистрации γ- и рентгеновских квантов и Ожэ- и конверсионных электронов, возникающих при разрядке ядерного уровня 9.4 кэВ, определялась методом Монте-Карло с использованием пакета Geant4. Эффективность регистрации пика с энергией 9.4 кэВ составила $\epsilon = 0.825$ [19].

4. Полученные результаты. Энергетический спектр сигналов пропорционального газового счетчика, измеренный за 776.6 суток живого времени, показан на рис. 2. Поскольку корпус счетчика изготовлен из меди, наиболее интенсивный пик в спектре вызван рентгеновскими K-линиями меди ($K_{\alpha 1} = 8.048$ кэВ, $K_{\alpha 2} = 8.028$ кэВ и $K_\beta = 8.905$ кэВ).

Второй пик с энергией $\simeq 13.5$ кэВ есть сумма нескольких пиков с близкими энергиями. Долгоживущий изотоп ^{81}Kr ($\tau = 3.3 \times 10^5$ лет) образуется из стабильных изотопов криптона ^{82}Kr и ^{80}Kr под действием нейтронов и распадается через электронный

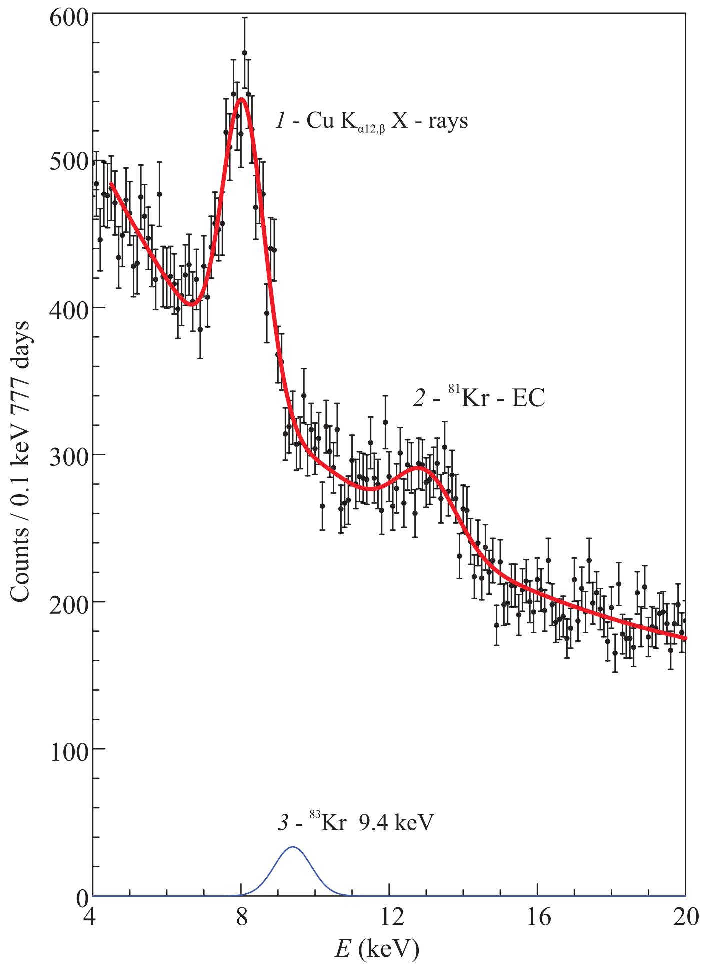

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр пропорционального счетчика, измеренный за 776.6 суток и результаты подгонки теоретической формой. *1* – пик рентгеновского излучения Cu; *2* – пик, связанный с распадом ^{81}Kr и рентгеновским излучением Kr и Br; *3* – “аксионный” пик с энергией 9.4 кэВ и числом событий, равным $3S_{\rm lim}$

захват на основное состояние ^{81}Br в 99.7 % случаев. Поглощение характеристического рентгеновского излучения и Ожэ-электронов брома в чувствительном объеме детектора формирует пик с энергией 13.47 кэВ, соответствующей энергии связи электрона на K-оболочке атома Br. Вылетающие из нечувствительной области газовой камеры рентгеновские кванты криптона ($K_{\alpha 12} = 12.65$ кэВ) и брома ($K_{\alpha 12} = 11.92$ кэВ) дают дополнительный вклад в уширенный пик с энергией $\simeq 13.5$ кэВ.

Измеренный спектр в интервале (4–20) кэВ подгонялся функцией для непрерывного фона и 4-мя гауссовыми пиками. Функция, описывающая непрерывный фон, имела постоянную составляющую и экспоненциальную зависимости фона от энергии E:

$$S_{bkg}(E) = a + b\exp(-cE) + \sum_{1}^{4} S_i G(E, E_i, \sigma_i), \quad (9)$$

где a, b и c – варьируемые параметры. Три гауссовых функции описывали известные пики рентгеновского излучения меди с энергиями 8.04 кэВ ($K_{\alpha1,2}$ Cu), 8.905 кэВ (K_β Cu) и широкий пик с энергией 13.5 кэВ. Четвертый гауссиан описывал аксионный пик с энергией 9.405 кэВ, его положение и дисперсия были привязаны к параметрам пика E_1, $K_{\alpha1,2}$ Cu.

Результаты подгонки в интервале (4.0–20.0) кэВ, соответствующие $\chi^2 = 156.3/147$, $P = 0.28$, показаны сплошной линией на рис. 2. "Аксионный" пик с энергией 9.4 кэВ статистически не проявился. Для установления верхнего предела на число отсчетов в пике использовался стандартный метод нахождения профиля $\chi^2(S_4)$ и функции вероятности $P(\chi^2(S_4))$. Определенный верхний предел на число событий в пике составляет $S_{\lim} = 140$ для 90 % уровня достоверности.

Определенный верхний предел на число событий в пике с энергией 9.4 кэВ позволяет ограничить константы взаимодействия аксиона g_{Ae} и $(g^3_{AN} - g^0_{AN})$ и массу аксиона m_A в соответствии с выражениями (7) и (8). Ожидаемое число зарегистрированных аксионов составит:

$$S_A = R_A\, N_{83\mathrm{Kr}}\, T\, \epsilon \le S_{\lim}, \quad (10)$$

где $N_{83\mathrm{Kr}} = 5.24 \times 10^{23}$ – число ядер ^{83}Kr в мишени, $T = 6.71 \times 10^7$ – время измерений в секундах и $\epsilon = 0.825$ – эффективность регистрации.

В соответствии с выражениями (7) и (10), при условии $(p_A/p_\gamma)^3 \cong 1$, что справедливо для масс аксиона $m_A < 2$ кэВ, получаем ограничение:

$$|g_{Ae}(g^3_{AN} - g^0_{AN})| \le 1.50 \times 10^{-17}, \quad (11)$$

для 90 % у.д. Ограничение (11) является модельно-независимым ограничением на константы связи аксиона или любой другой псевдоскалярной ALP с электроном и нуклонами.

Используя соотношения (8) и (11), можно установить следующее ограничение на произведение константы g_{Ae} и массы m_A для KSVZ-аксионов:

$$|g_{Ae} \times m_A| \le 1.17 \times 10^{-9}\ \text{эВ}. \quad (12)$$

Для DFSZ-аксиона при $\cos^2\beta = 1$ ограничение (12) оказывается почти в два раза более строгое $|g_{Ae} \times m_A| \le 5.72 \times 10^{-10}$ эВ. Ограничение (12) на область допустимых значений величины $|g_{Ae} \times m_A|$ позволяет сравнить полученный результат с результатами других экспериментов по поиску солнечных аксионов,

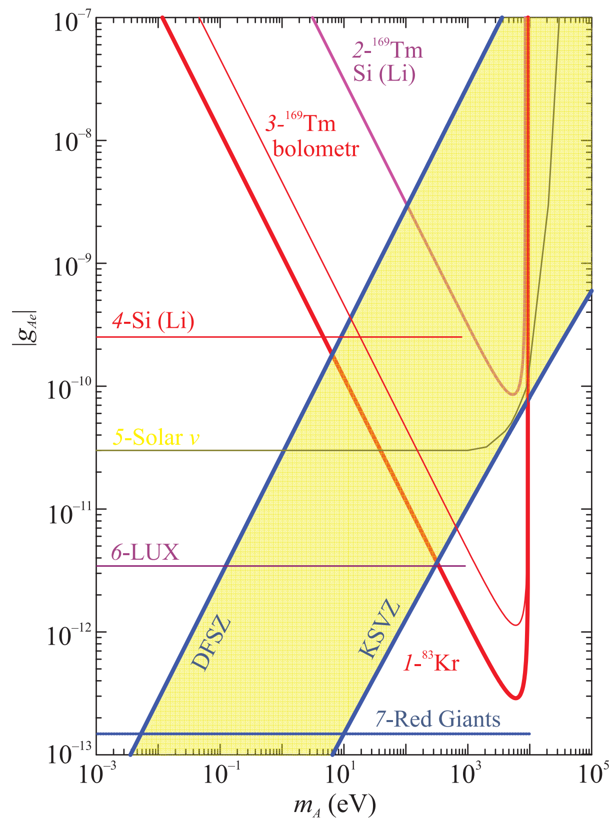

Рис. 3. (Цветной онлайн) Верхние пределы на константу g_{Ae}, полученные в настоящей работе (кривая *1*) в сравнении с результатами экспериментов по резонансному поглощению аксионов ядром ^{169}Tm (*2*, *3*) [16, 35], по поиску аксиоэлектрического эффекта (*4*) – Si(Li) [36] и (*6*) – LUX [37], ограничениями из нейтринной светимости Солнца (*5*) [14] и астрофизическими ограничениями (7) [39]. Области исключенных значений расположены выше соответствующих линий

в частности, с результатами поиска аксиоэлектрического эффекта в атомах [36, 37] (рис. 3).

Ограничение (12) исключает новую область величин g_{Ae} при относительно больших значениях масс аксиона m_A. Полученный верхний предел (12) почти в 4 раза более строгий, чем результат эксперимента по поиску резонансного возбуждения первого ядерного уровня ^{169}Tm [16, 35]. Следует отметить, что поскольку M1 переход с энергией 8.4 кэВ в ядре ^{169}Tm является, в основном, протонным переходом ($\beta \simeq 1$), отношение ω_A/ω_γ лишено неопределенности.

На рисунке 3 показана полоса возможных значений g_{Ae} и m_A в KSVZ- и в DFSZ-моделях аксиона. Используя выражения (2) и (3) для константы связи аксиона с электроном из (12), можно получить верхние пределы на массу аксиона в двух указанных моделях. Ограничение (12) на произведение g_{Ae}

и m_A исключает значения масс аксиона более 320 эВ в модели KSVZ аксиона ($E/N = 8/3$). Для DFSZ-аксиона, при $\cos^2\beta = 1$ и зависимости (2), ограничение на массу аксиона более сильное – $m_a \leq 4.6$ эВ.

Установленные нами верхние пределы на константу связи солнечных аксионов с электронами для масс $m_A \geq 0.3$ кэВ являются наиболее строгими среди лабораторных ограничений и близки к астрофизическим ограничениям. Интересно, что анализ светимости белых карликов дает указания на ненулевое значение $|g_{Ae}|$, которое должно лежать в интервале $(0.7 - 2.2) \times 10^{-13}$ [8, 38], хотя извлеченный отсюда верхний предел уступает результатам, полученным для ветви красных гигантов в ряде шаровых скоплений – $|g_{Ae}| \leq 1.3 \times 10^{-13}$ [39] (рис. 3).

5. Заключение. Проведен поиск резонансного поглощения 9.4 кэВ солнечных аксионов ядрами ^{83}Kr, приводящего к возбуждению первого ядерного уровня ^{83}Kr. Для регистрации γ- и рентгеновских квантов, конверсионных и Оже-электронов использовался большой газовый пропорциональный счетчик, заполненный изотопом ^{83}Kr. Низкофоновая установка располагалась в подземной лаборатории БНО ИЯИ РАН. В результате получено новое ограничение на константы связи аксиона с электроном и нуклонами $|g_{Ae}(g^3_{AN} - g^0_{AN})| \leq 1.50 \times 10^{-17}$ (90 % у.д.). В моделях KSVZ- и DFSZ-аксиона ($\cos^2\beta = 1$), полученный верхний предел соответствует ограничениям на константу связи аксиона с электроном и массу аксиона $|g_{Ae} \times m_A| \leq 1.17 \times 10^{-9}$ эВ и $|g_{Ae} \times m_A| \leq$ $\leq 5.72 \times 10^{-10}$ эВ и массу аксиона $m_A \leq 320$ эВ и $m_A \leq 4.6$ эВ соответственно.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 22-22-00017.

---

1. R. D. Peccei and H. R. Quinn, Phys. Rev. Lett. **38**, 1440 (1977).
2. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **40**, 223 (1978).
3. F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **40**, 279 (1978).
4. https://axion-wimp2021.desy.de.
5. С. В. Троицкий, Письма ЖЭТФ **105** 47 (2017); arXiv:1612.01864.
6. M. Giannotti, I. Irastorza, J. Redondo, and F. Ringwald, JCAP **1605**(05), 057 (2016); arXiv:1512.08108.
7. M. Gorghetto and G. Villadoro, JHEP **03**, 033 (2019); arXiv:1812.01008.
8. P. A. Zyla, R. M. Barnett, J. Beringer et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **083C01**, 90 (2020).
9. J. E. Kim, Phys. Rev. Lett. **43**, 103 (1979).
10. M. Shifman, A. Vainshtein, and V. Zakharov, Nucl. Phys. B **166**, 493 (1980).
11. M. Dine, W. Fischler, and M. Srednicki, Phys. Lett. B **104**, 199 (1981).
12. A. Zhitnitskii, Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 2 (1980).
13. L. M. Krauss, J. E. Moody, and F. Wilczek, Phys. Lett. B **144**, 391 (1984).
14. P. Gondolo and G. G. Raffelt, Phys. Rev. D **79**, 107301 (2009).
15. D. Kekez, A. Ljubičić, Z. Krečak, and M. Krčmar, Phys. Lett. B **671**, 345 (2009).
16. A. V. Derbin, A. S. Kayunov, V. V. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, Phys. Rev. D **83**, 023505 (2011).
17. J. Redondo, JCAP **12**, 008 (2013).
18. Ю. М. Гаврилюк, А. Н. Гангапшев, А. В. Дербин, И. С. Драчнев, В. В. Казалов, В. В. Кузминов, В. Н. Муратова, С. И. Панасенко, С. С. Раткевич, Д. А. Семенов, Д. А. Текуева, Е. В. Унжаков, С. П. Якименко, Письма ЖЭТФ **101**, 739 (2015).
19. Ю. М. Гаврилюк, А. Н. Гангапшев, А. В. Дербин, И. С. Драчнев, В. В. Казалов, В. В. Кузминов, В. Н. Муратова, С. И. Панасенко, С. С. Раткевич, Д. А. Текуева, Е. В. Унжаков, С. П. Якименко, Письма ЖЭТФ **107**, 617 (2018).
20. M. Srednicki, Nucl. Phys. B **260**, 689 (1985).
21. S. Chang and K. Choi, Phys. Lett. B **316**, 51 (1993).
22. P. Sikivie, Phys. Rev. Lett. **51**, 1415 (1983).
23. V. Anastassopoulos, S. Aune, K. Barth et al. (CAST coll.), Nature Phys. **13** 584 (2017); arXiv:1705.02290v2.
24. F. T. Avignone, D. Abriola, R. L. Brodzinski et al. (Collaboration), Nucl. Phys. Proc. Supll. **72**, 176 (1999).
25. E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier et al. (EDELWEISS Collab.), JCAP **1311**, 067 (2013).
26. S. C. Wu, Nuclear, Data Sheets **92**, 893 (2001).
27. T. W. Donnelly, S. J. Freedman, R. S. Lytel, R. D. Peccei, and M. Schwartz, Phys. Rev. D **18**, 1607 (1978).
28. F. T. Avignone, C. Baktash, W. C. Barker, F. P. Calaprice, R. W. Dunford, W. C. Haxton, D. Kahana, R. T. Kouzes, H. S. Miley, and D. M. Moltz, Phys. Rev. D **37**, 618 (1988).
29. W. C. Haxton and K. Y. Lee, Phys. Rev. Lett. **66**, 2557 (1991).
30. A. V. Derbin, S. V. Bakhlanov, A. I. Egorov, I. A. Mitropol'sky, V. N. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, Phys. Lett. B **678**, 181 (2009).
31. D. B. Kaplan, Nucl. Phys. B **260**, 215 (1985).
32. Yu. M. Gavriljuk, A. M. Gangapshev, A. M. Gezhaev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, A. A. Smolnikov, and S. P. Yakimenko, Nucl. Ins. Meth. A **729**, 576 (2013).

33. Yu. M. Gavrilyuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, V. V. Kuz'minov, S. I. Panasenko, S. S. Ratkevich, and S. P. Yakimenko, Instr. Exper. Techn. **53**, 57 (2010).
34. Yu. M. Gavrilyuk, A. M. Gangapshev, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, S. I. Panasenko, and S. S. Ratkevich, Phys. Rev. C **87**, 035501(2013).
35. A. H. Abdelhameed, S. V. Bakhlanov, P. Bauer et al. (Collaboration), Eur. Phys. J. C **80**, 376 (2020).
36. A. V. Derbin, I. S. Drachnev, A. S. Kayunov, and V. N. Muratova, JETP Lett. **95**, 339 (2012).
37. D. S. Akerib, S. Alsum, C. Aquino et al. (LUX coll.), Phys. Rev. Lett. **118**, 261301 (2017).
38. M. M. Miller Bertolami, B. E. Melendez, L. G. Althausb, and J. Isern, JCAP **1410**(10), 069 (2014).
39. F. Capozzi and G. Raffelt, Phys. Rev. D **102**, 083007 (2020).